Dielektrische Eigenschaften verschiedener Gläser in Abhängigkeit der Frequenz und der Temperatur.

Von

M. J. O. Strutt.

(Natuurkundig Laboratorium der N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken Eindhoven.)

Glas ist ein fast unentbehrliches Konstruktionsmaterial für Elektronenröhren, wie sie in der drahtlosen Nachrichtenübermittlung benutzt werden. Hieraus ist die praktische Wichtigkeit von genauen Kenntnissen über die dielektrischen Eigenschaften von Gläsern klar.

Ein unvollkommenes Dielektrikum kann für eine bestimmte Frequenz bei fester Temperatur durch zwei Größen charakterisiert werden. Dies geht sofort hervor aus der Überlegung, daß der Strom durch einen solchen Kondensator zwei Komponenten besitzt: eine Komponente, die gleichphasig ist mit der Spannung zwischen den Belegungen (Leitungsstrom) und eine zweite, deren Phase sich um eine Viertelperiode von derjenigen dieser Spannung unterscheidet (Verschiebungsstrom). Wir werden im folgenden stets messen: 1. den Quotienten des Leitungs- und des Verschiebungstromes, den wir mit $\operatorname{tg} \delta$ bezeichnen; 2. den Quotienten des Verschiebungsstromes und der Spannung. Diese zweite Größe dividieren wir dann noch durch die geometrisch bestimmbare „Luftkapazität" des zu messenden Kondensators mal Kreisfrequenz; das Ergebnis nennen wir die „dielektrische Konstante" ε des Glases. Wir messen also stets $\operatorname{tg} \delta$ und ε.

Um einen leichten Anschluß an andere Literatur[5] zu ermöglichen, sei folgendes erwähnt:

Der Brechungsindex eines unvollkommen isolierenden Dielektrikums ist komplex:

$$n^2 = \varepsilon + i\,\varepsilon_1 \cdot (i = \sqrt{-1}) \tag{1}$$

Dieser Brechungsindex hat physikalisch folgende Bedeutung. Eine homogene ebene Welle pflanzt sich in einem unendlich ausgedehnten Dielektrikum dieser Art fort nach der Gleichung:

$$e^{i\omega t} \cdot e^{-i\frac{\omega}{c} n x},$$

wobei t die Zeit, ω die Kreisfrequenz, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und x die Fortpflanzungsrichtung darstellen. Von den beiden Summanden rechts in Gleichung (1) ist der erste, ε, mit der von uns gemessenen „dielektrischen Konstanten" identisch. Weiter ist unser $\operatorname{tg} \delta$ gegeben durch:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon}. \tag{2}$$

Für spätere Erörterungen ist es nützlich, schon hier auf einen Punkt hinzuweisen, der unmittelbar an Gleichung (1) anschließt. Nach der Maxwellschen Theorie ist der Brechungsindex eines Materiales, das Leitvermögen und Polarisierbarkeit besitzt, gegeben durch

$$n^2 = \varepsilon + i \cdot 18 \cdot 10^{20} \cdot \frac{\sigma}{\nu}, \tag{3}$$

wobei σ die Leitfähigkeit in elektromagnetischen Einheiten und ν die Frequenz in Hertz darstellen. Nun ist der imaginäre Teil von n^2, wie wir noch genauer zeigen werden, sicher nicht nur dem Ohmschen Leitvermögen zuzuschreiben, sondern es spielen hier auch Dipolrelaxationseffekte eine Rolle. Trotzdem geht aus (3) hervor, daß beim Vorhandensein von auch nur etwas wahrem Leitvermögen, unsere Größe:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{18 \cdot 10^{20} \cdot \sigma}{\varepsilon \cdot \nu} \tag{2a}$$

für niedrige Frequenzen ν stark steigen muß mit abnehmender Frequenz. Und zwar liegt die Frequenz, von der abwärts σ den Wert von $\operatorname{tg}\delta$ stark beeinflußt, um so höher, je größer σ ist. Diesen Einfluß des Ohmschen Leitvermögens auf $\operatorname{tg}\delta$ als Funktion der Frequenz werden wir in unseren Experimentalergebnissen deutlich verfolgen können.

I. Meßmethoden.

Es scheint nicht möglich, das Frequenzgebiet zwischen etwa 50 und $5 \cdot 10^5$ Hertz mit einer einzigen Meßvorrichtung durchzumessen. Wir haben von 50 bis etwa $2 \cdot 10^4$ Hertz eine und oberhalb dieser Frequenz eine andere Vorrichtung benutzt.

Die Meßvorrichtung [4 7 28] für das niedrige Frequenzgebiet hat als Hauptbestandteil eine abgeschirmte gleicharmige Wechselstrommeßbrücke (Bild 1). Der zu messende Glaskondensator liegt in einem Arm; ein Vergleichskondensator mit der Kapazität C und hiermit in Serie ein induktions- und kapazitätsfreier Widerstand R im entgegengesetzten Arm. Die zwei für uns interessanten Größen, ε und $\operatorname{tg}\delta$, folgen aus den Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\delta &= R\,\omega\,C; \\ \varepsilon &= \frac{1}{C_0}\cdot\frac{C}{1+(\operatorname{tg}\delta)^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

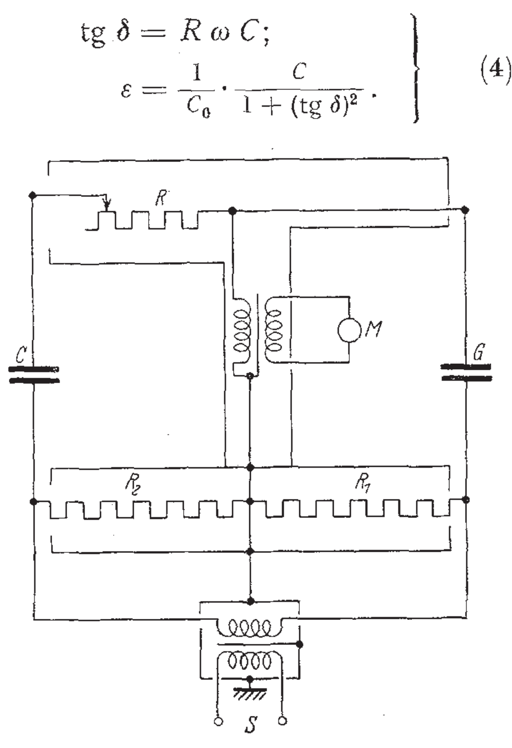


Bild 1.
Wechselstrommeßbrücke für 50—10^4 Hertz. C variabler Luftkondensator. R variabler reaktanzfreier Widerstand. R_1 und R_2 gleiche Widerstände je 5000 Ohm. G zu messender Glaskondensator. M Indikator: Vibrationsgalvanometer oder Röhrendedektor und Kompensator. S Spannungsanschluß.

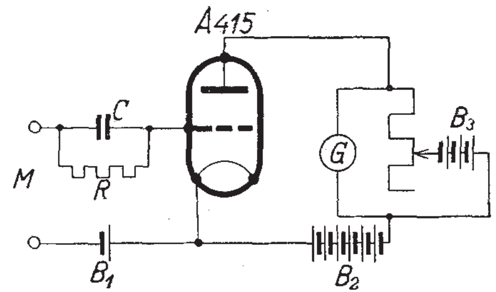


Bild 2. Kompensationsschaltung eines Röhrendedektors (Philipstype A 415) als Indikator M in der Brücke aus Bild 1. M Anschluß an die Wechselstrombrücke. C Kondensator 2000 $\mu\mu$F. R Widerstand 10^6 Ohm. B_1 Batterie 1 Volt. B_2 Batterie 100 Volt. B_3 Batterie 10 Volt. G Hartmann-Braun Millivoltmeter 17 mV; 1000 Ohm.

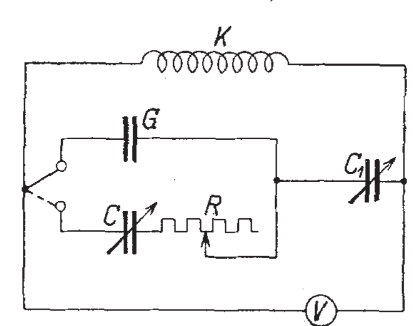


Bild 3. Substitutionsmethode zur Glasmessung. G Glaskondensator. C Substitutionsluftkondensator. R Reaktanzfreier Vorschaltwiderstand. C_1 Abstimmungskondensator. K Kopplungsspule. V Röhrenvoltmeter.

Hierbei ist C_0 die Luftkapazität des Glaskondensators, d. h. seine Kapazität, wenn das Glas durch Luft ersetzt würde. Als Instrument zum Anzeigen des Brückengleichgewichts haben wir von 100—1500 Hertz ein abstimmbares Vibrationsgalvanometer und für 50 Hertz ein zweites, nicht regelbares Vibrationsgalvanometer, beidesmal ohne Verstärker, benutzt. Beide Instrumente sind von der Firma Kipp, Delft. Für Frequenzen von 1500 bis $2 \cdot 10^4$ Hertz benutzten wir einen Röhrendetektor in der Schaltung von Bild 2. Als Kompensationsvorrichtung diente hierbei ein fünfstelliger Wolff-Kompensator; als Ableseinstrument ein Hartmann- und Braunsches Millivoltmeter 17 mV und 1000 Ohm.

Wir haben diese Meßvorrichtung für alle mit ihr zum Messen verwendeten Frequenzen folgendermaßen geprüft. An der Stelle des Glaskondensators wurde ein Luftkondensator gesetzt und hiermit in Serie, oder auch parallel, wurden induktions- und kapazitätsfreie, frequenzunabhängige Widerstände bekannter Größe geschaltet. Wir haben als solche Widerstände, außer geeichten Tinsley-Widerstandskasten (bis etwa 5000 Hertz) Wolframdraht von 10 Mikron Durchmesser, gerade oder in einer Ebene zickzack aufgespannt, benutzt. Für Frequenzen oberhalb 500 Hertz nahmen wir auch Elektrolytwiderstände. Aus einer früheren Untersuchung des Verfassers war die Frequenzunabhängigkeit der letztgenannten Widerstände bekannt. Im anderen Meßarm wurden ebenfalls ein regelbarer Luftkondensator und Widerstände der genannten Art in Serie geschaltet. Jetzt wurde abgeglichen und sodann kontrolliert, ob im Brückengleichgewicht auch tatsächlich links und rechts (die Brücke ist gleicharmig!) gleiche Impedanzen vorhanden waren. Wir führten dies bei allen zur Messung gelangten Frequenzen und tg δ- bzw. Kapazitätswerten aus. Es ergab sich, daß der Fehler der Brücke nie mehr als etwa $2^0/_0$ betrug. Bei Frequenzen um 1000 Hertz herum war die Genauigkeit der Einstellung am größten und etwa auf $2^0/_{00}$ genau.

Für Frequenzen oberhalb $2 \cdot 10^4$ haben wir eine Substitutionsmethode [14 18 17 24] benutzt (Bild 3). Ein Schwingungskreis ist lose mit einem Schwingungserzeuger gekoppelt und wird durch Regeln eines Luftkondensators abgestimmt. Zugleich wird mit einem geeigneten Röhrenvoltmeter (kein Stromverbrauch) die Spannung auf Abstimm- und Glaskondensator zusammen gemessen. Jetzt wird der Glaskondensator durch einen regelbaren Luftkondensator mit geeignetem Serienwiderstand der obenerwähnten Art ersetzt. Aus dem so erhaltenen C und R der Ersatzschaltung folgen ε und tg δ gemäß den Gleichungen (4). Die Meßvorrichtung wurde wieder mit bekannten Kapazitäten und Widerständen geprüft.

Als Spannungsquellen haben wir bei 50 Hertz das Lichtnetz; von $100-10^4$ Hertz einen Schwingungserzeuger der handelsüblichen Philipsbauart und oberhalb 10^4 Hertz einen Röhrengenerator in der Hartley-Schaltung benutzt. Harmonische traten bei sämtlichen verwendeten Frequenzen nicht mehr als $3^0/_0$ auf.

II. Vorversuche.

Das zu messende Glas stand in Form von Röhren, 8 mm Innendurchmesser, 10 mm Außendurchmesser, zur Verfügung. Diese Röhren wurden für uns durch Herrn Kollegen van Zwet außen und innen auf organisch-chemischem Weg mit einem Silberspiegel überzogen. Dieser Spiegel blieb bis zu 300° C, der höchsten untersuchten Temperatur, ganz blank und spiegelnd. Um zu prüfen, ob nicht etwa die Art des Spiegels die Meßergebnisse beeinflußt, hat Herr van Zwet auf unsere Bitte eine Anzahl von Röhren mit Kupferspiegel versehen. Die beiden Verfahren sind in mehreren wesentlichen Punkten verschieden. Trotzdem erhielten wir innerhalb der Meßfehler identische Ergebnisse, wie aus Bild 4 hervorgeht. Wir haben bei dieser Kontrolle Sorge getragen, daß alle verwendeten Röhren aus einer Glasschmelze stammen. Bemerkt sei noch, daß die Spiegel stets so dick waren, daß der Ohmsche Widerstand einer Röhrenoberfläche von etwa 30 cm Länge weit unter 1 Ohm betrug.

Als Heizvorrichtung haben wir einen mit Gleichstrom geheizten Ofen von großer Wärmekapazität benutzt. Die Abmessungen des zylindrischen Heizraumes sind: Durchmesser etwa 10 cm; Länge etwa 60 cm. Wir haben die Innenwand dieses Raumes mit Kupferblech verkleidet, dieses Blech geerdet. Die Fehler infolge Parallelkapazität über dem Glaskondensator hinweg waren, wie wir fanden, stets vernachlässigbar. Wir haben uns davon überzeugt, daß mit Heizstrom ein- und mit Heizstrom ausgeschaltet identische Ergebnisse für die Impedanz des Glaskondensators erzielt wurden.

Besondere Sorgfalt wurde auf die Temperaturbestimmung verwendet. Als Meßinstrument dienten ein Konstantan-Eisen-Thermoelement und ein Quecksilberthermometer üblicher Bauart. Mit dem erstgenannten Instrument wurde kontrolliert, daß bei einiger Vorsicht die Temperatur in der Umgebung der Glasröhren homogen war. Der metallische Röhrenbelag wird für eine homogene Temperatur im Glas förderlich gewesen sein. Ebenso die kupferne Ofenschirmwand für die homogene Ofentemperatur. Erst nachdem eine passende Anordnung der Röhren und des Thermometers im Ofen gefunden war, erhielten wir Meßpunkte, die, wie z. B. in Bild 4, reproduzierbar auf einer Geraden liegen. Tatsächlich begrenzt die Genauigkeit der Temperaturmessung (etwa 2%) unsere Meßgenauigkeit.

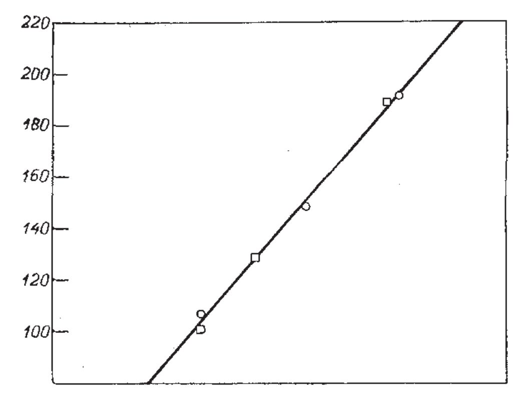


Bild 4. Einfluß des Metallspiegels (2509, 47, 52). Ordinate Temperatur in Grad Celsius. Abszisse 10 log tg δ. Kreise: mit Silberspiegel. Vierecke: mit Kupferspiegel.

Bild 5. Ordinate wie Bild 4 (2423, 80—89). Abszisse tg δ in logarithmischem Maßstab. Ausgezogene Kurve: ohne Oberflächenleitung. Gestrichelte Kurve: mit Oberflächenleitung.

Zu Anfang unserer Messungen erhielten wir für tg δ als Funktion der Temperatur Kurven, die für niedrige Temperaturen (unter 100^0 C) den Verlauf der gestrichelten Linie aus Bild 5 aufwiesen. Dies konnte auf Oberflächenleitung infolge einer dünnen Wasserhaut zurückgeführt werden. Als wir schließlich Glasröhren verwendeten von 30 cm Länge, wovon nur die mittleren 10 cm mit Silber überzogen waren, wobei vor der Messung die Röhren in konzentriertem Alkohol gereinigt waren und während der Messung in einem getrockneten Luftstrom lagen, erhielten wir auch unter 60^0 die Meßpunkte auf der ausgezogenen Kurve von Bild 5.

Wir haben bei mehreren Frequenzen und Temperaturen nachgeprüft, ob das Ohmsche Gesetz erfüllt war. Hierbei wurde nie eine über Meßfehler hinausgehende Abweichung von diesem Gesetz gefunden. Die Feldstärke im Glas wurde hierbei zwischen 100 Volt/cm und 1000 Volt/cm verändert.

III. Meßergebnisse.

Wir haben 5 verschiedene Glassorten durchgemessen, die weiterhin mit den Ziffern 1—5 angedeutet werden. Das Glas 1 ist dem sog. Pyrexglas ähnlich. Die Gläser 2, 3 und 4 haben neben etwa 70% SiO_2 je etwa 16% Na_2O. Sie unterscheiden sich im Erweichungspunkt und Ausdehnungskoeffizienten durch einige geringere Beimengungen anderer Art. Die Glasart 5 war ein schweres Bleiglas.

Zunächst sei bemerkt, daß verschiedene Schmelzen der gleichen Glassorte, zu Röhren verarbeitet, nicht stets gleiche Werte für tg δ ergaben, sondern unter sich Unterschiede bis 40% aufwiesen. Wir haben zu jeder Messung etwa 10, je 30 cm lange Röhren von 8 mm Innendurchmesser und 10 mm Außendurchmesser verwendet. Wie oben beschrieben, waren hierbei nur die mittleren 10 cm mit Silberspiegel überzogen. Nur vereinzelt haben wir unter 60^0 C gemessen, da hier besondere Vorsicht wegen der Wasserhaut geboten war.

Bemerkenswert ist auch, daß die Geschwindigkeit des Anwärmens einen Einfluß auf die gemessenen tg δ-Werte ausübt. Hierdurch wurden die Geraden von Bild 6 im allgemeinen parallel zu sich selber verschoben, behielten aber gleiche Neigung. Wir sind bei unseren endgültigen Messungen folgendermaßen verfahren. Das Glas wurde im Laufe von etwa 4 Stunden allmählich bis 300° C erhitzt, währenddessen die Messungen bei den verschiedenen Frequenzen ausgeführt wurden. Hernach ließen wir den Ofen nebst Glas abkühlen, wobei nach etwa 3 Stunden wieder 60° C erreicht waren. Punkte, welche bei steigender und bei fallender Temperatur gemessen wurden, lagen bei diesem Verfahren innerhalb der Meßfehler auf der gleichen Kurve.

Bekanntlich treten auch beim Gleichstromleitvermögen verschiedener Gläser Unterschiede mit der Heizgeschwindigkeit auf [8, 23].

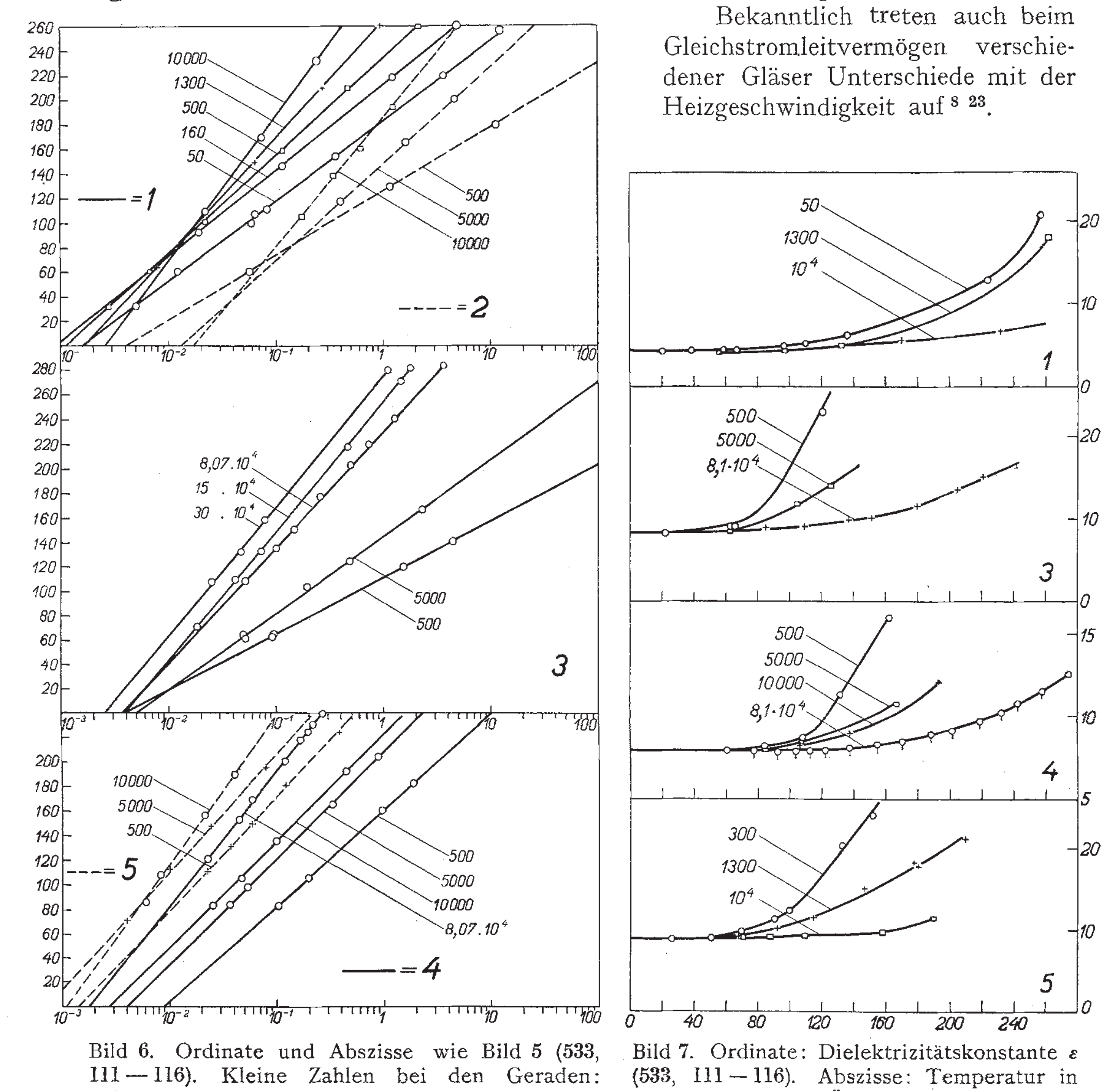


Bild 6. Ordinate und Abszisse wie Bild 5 (533, 111—116). Kleine Zahlen bei den Geraden: Frequenz in Hertz. Große Zahlen Glassorte.

Bild 7. Ordinate: Dielektrizitätskonstante ε (533, 111—116). Abszisse: Temperatur in Grad Celsius. Übrigens wie Bild 6.

Die Fehlerquellen für tg δ, die nicht durch unsere Eichungen der Meßvorrichtung als nicht vorhanden nachgewiesen sind, werden meistens einen zu großen Wert von tg δ ergeben, z. B. die obenerwähnte Oberflächenleitung. Deshalb sind die kleinsten tg δ-Werte die wahrscheinlichsten.

Anders liegen die Verhältnisse bei ε. Wenn ein Teil der Silberschicht bei höherer Temperatur angegriffen wird, kommt ein zu kleiner ε-Wert heraus, da wir mit fester

„Luftkapazität" der Glasröhren rechnen. Deshalb sind die größten ε-Werte die wahrscheinlichsten.

Tatsächlich zeigten sich bei irgendwelchen Fehlerursachen fast immer $\operatorname{tg} \delta$ zu groß und ε zu klein.

Unsere Meßergebnisse sind in den Bildern 6 und 7 vereinigt worden. Diese Messungen fanden in der zweiten Hälfte 1930 und Anfang 1931 statt.

IV. Diskussion der Meßergebnisse.

Die gemessenen $\operatorname{tg} \delta$-Werte lassen sich bei allen Glassorten innerhalb des gemessenen Temperaturbereiches (30—260° C) und bei Frequenzen zwischen 50 und $3 \cdot 10^5$ Hertz innerhalb der Meßgenauigkeit durch die Gleichung

$$\operatorname{tg} \delta = A\, e^{\alpha T} \tag{5}$$

T = Temperatur

darstellen. Die Größen A und α hängen von der Glassorte und von der Frequenz ab. Allen unseren Messungen gemeinsam ist die Eigenschaft, daß bei jeder Glassorte α kleiner wird bei wachsender Frequenz.

Bei unseren ε-Werten haben wir keine derart einfache quantitative Gesetzmäßigkeit finden können. Qualitativ ergibt sich über ε folgendes. Bei niedriger Temperatur (unter 80° C) ist ε praktisch frequenzunabhängig; über dieser Temperatur ist ε bei höheren Temperaturen immer stärker von der Frequenz abhängig. Und zwar ist ε niedriger bei höherer Frequenz, eine feste Temperatur angenommen. Man kann dies auch so ausdrücken, daß ε bei höheren Frequenzen viel weniger mit der Temperatur steigt als bei niedrigen Frequenzen. Eine Steigung von ε mit der Temperatur findet aber bei allen durchgemessenen Frequenzen statt.

Zweck unserer nächsten Ausführungen ist, zu zeigen, inwieweit unser Befund mit Vorstellungen und Theorien aus der Literatur vereinbar ist.

Bekanntlich ist verschiedentlich versucht worden, die Natur der dielektrischen Verluste in homogenen Medien (vielleicht darf man Glas als solches betrachten) auf Leitvermögen zurückzuführen[13 21 25].

Dem Einwand, daß das Gleichstromleitvermögen, nach (2a) in Rechnung gesetzt, einen größenordnungsmäßig (z. B. 10^3) zu kleinen $\operatorname{tg} \delta$-Wert ergibt, ist man damit begegnet, daß eine dünne Polarisationsschicht die Messung des wahren Leitvermögens mit Gleichstrom stets verhindert[13]. Dieses wahre Leitvermögen übersteigt den Gleichstromwert größenordnungsmäßig so stark, daß ein richtiger $\operatorname{tg} \delta$-Wert herauskommen könnte. Das Gleichstromleitvermögen verschiedener Gläser genügt in einem sogar größeren Temperaturgebiet, als wir durchgemessen haben, der Gleichung[1 6 8 23]:

$$\sigma = B\, e^{-\frac{\beta}{T}} \tag{6}$$

T = absol. Temperatur.

Diese Gleichung läßt sich so deuten, daß die Zunahme der Leitfähigkeit sich quantitativ mit der Zunahme der Anzahl Ionen, nach der van t'Hoffschen Reaktionsgleichung berechnet, deckt. Wenn die erwähnte Hypothese, es ließe sich $\operatorname{tg} \delta$ bei Glas auf Leitvermögen zurückführen, richtig ist, würde man zunächst versucht sein, nach (2a) für $\operatorname{tg} \delta$ ein ähnliches Temperaturgesetz wie (6) zu erwarten. Wie aus Bild 8, das eine der Kurven von Bild 6, nur als Funktion von $1/T_{\mathrm{absol.}}$ wiedergibt, zu ersehen ist, liegt dieses Temperaturgesetz nicht vor, und zwar auch sicherlich dann nicht, wenn man den Temperaturgang von ε aus Bild 7 nach (2a) in Rechnung setzt.

Außer der Ionenzunahme wird bei höherer Temperatur die Ionenbeweglichkeit größer. Dieser Temperaturgang könnte mit (6) zusammen vielleicht auf den beobachteten Temperaturgang (5) führen. Jedenfalls scheinen zur theoretischen Deutung

von (5) noch eingehende experimentelle und theoretische Untersuchungen notwendig (namentlich Viskositätsmessungen).

Aus den Kurven von Bild 6 folgt, daß es für jedes der durchgemessenen Gläser Temperaturen gibt (im allgemeinen unter **100° C**) für die tg δ als Funktion der Frequenz Minima und Maxima aufweist. Doch scheinen diese Verhältnisse zunächst zu kompliziert, um sie mit einer einfachen Theorie (z. B. Dipoltheorie) ganz zu deuten. Wohl kann man aus diesem Frequenzgang von tg δ, der stark von (2a) abweicht, mit Sicherheit schließen, daß eine gänzliche Zurückführung der dielektrischen Verluste auf Leitvermögen aussichtslos ist.

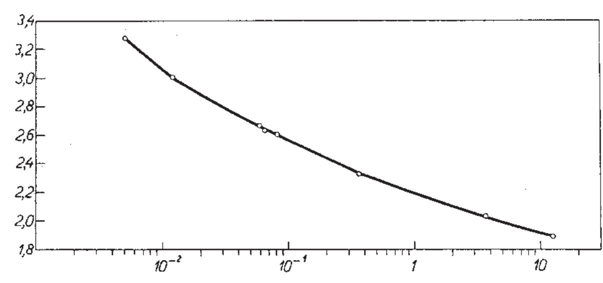


Bild 8. Ordinate: $1000 \times 1/T_a$ (533, 119). Abszisse tg δ in logarithmischem Maßstab. T_a = absolute Temperatur. Die Punkte sind aus der 50 Hertz-Kurve Glassorte 1 des Bild 5 entnommen.

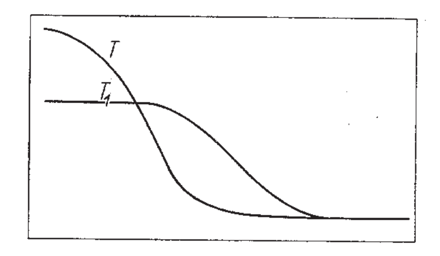


Bild 9. Qualitative Aussage der Dipoltheorie. Ordinate Dielektrizitätskonstante. Abszisse Frequenz in Hertz. Temperaturen $T_1 > T$.

Bei den gemessenen ε-Werten liegen die Verhältnisse insoweit günstiger, als sich mit der Dipoltheorie qualitativ unser Experimentalbefund deuten läßt. In Bild 9 sind qualitativ die Aussagen der Dipoltheorie[5 26] über den Temperatur- und Frequenzgang von ε zusammengestellt worden. Wie ersichtlich, steigt zunächst die dielektrische Konstante bei jeder Frequenz mit zunehmender Temperatur, und zwar um so weniger, je höher die Frequenz ist. Weiter ist bei jeder Temperatur die dielektrische Konstante ε kleiner für höhere Frequenzen, um für ganz hohe Frequenzen schließlich frequenzunabhängig zu werden. Dies ist auch, was unsere Experimentalkurven Bild 7 zeigen.

Es scheint nicht einfach, die dielektrische Konstante ε bei noch höheren Temperaturen als 300° C zu messen für Frequenzen unter etwa 5000 Hertz, da der Verschiebungstrom hier nur noch einige Prozente des Leitungstromes beträgt. Für höhere Frequenzen gelingt dies wohl, aber hier sind die Messungen auch weniger interessant.

Den Herren N. S. Markus und F. de Reeper bin ich für ihre Hilfe bei den Messungen sehr zu Dank verbunden.

Zusammenfassung.

Wir haben den tg des Verlustwinkels und die dielektrische Konstante ε von 5 verschiedenen Gläsern als Funktion der Temperatur T zwischen 30 und 300° C gemessen bei verschiedenen Frequenzen zwischen 50 und 10^5 Hertz. Hierbei ergab sich für tg δ die empirische Formel

$$\text{tg}\,\delta = A\, e^{\alpha T},$$

wobei A und α von der Glassorte und der Frequenz abhängen. Und zwar wird α kleiner bei höheren Frequenzen. Unser Befund ist nicht vereinbar mit der Vorstellung, die Verluste im Glas seien auf Ohmsches Gleichstromleitvermögen zurückführbar. Für ε ergab sich bei allen Frequenzen eine Steigung mit zunehmender Temperatur, und zwar wird diese Steigung von einer bestimmten Temperatur an (z. B. 80° C) stark bei niedrigen Frequenzen (z. B. 50 Hertz), weniger stark bei hohen Frequenzen (10^5 Hertz). Das Verhalten von ε ist mit der Dipoltheorie qualitativ vereinbar, das Verhalten von tg δ zeigt einige Punkte, die auf Dipole hinweisen, ist aber komplizierter, als aus der einfachen Dipoltheorie folgen würde.

Eindhoven, 17. April 1931.

Natuurkundig Laboratorium der N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

Literaturverzeichnis.

[1] R. Ambronn, Über die elektrische Leitfähigkeit von Natron-Kalk-Silikatgläsern; Ann. d. Phys. **50**, 139—164 (1919).

[2] A. Becker und H. Salmang, Gase im Glas. Glastechn. Ber. **6**, 625 (1929).

[3] P. Böning, Zur Theorie des Verlustfaktors technischer Isolierstoffe. Zs. techn. Phys. **11**, 81 (1930).

[4] C. L. Dawes, P. L. Hoover und H. H. Reichard, Some problems in dielectric loss ma esurements. Trans. Am. Inst. El. Eng. **43**, 1271 (1929).

[5] P. Debye, Polare Molekeln, Leipzig 1929. S. Hirzel.

[6] L. Mc. Dowell und H. L. Begeman, Glass as a dielectric. I. Phys. Rev. **31**, 476 (1928); II. ibid. **33**, 55 (1929).

[7] J. G. Ferguson, Shielding in high frequency measurements. Bell Laboratories Reprint 405, 1929.

[8] F. Fulda, Elektrisches Leitvermögen der Gläser. Techn.-Wiss. Abhandl. aus dem Osram-Konzern (Springer Berlin 1930) S. 340.

[9] G. Gehlhoff und M. Thomas, Die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von der Zusammensetzung. Ibid. S. 193.

[10] A. Geymant, Dielektrische Verluste und Durchschlag in porösen Isolierstoffen. Zs. techn. Phys. **10**, 328 (1929).

[11] J. K. Gillet, Dielectric structure and behavior. Electrician **103**, 423 (1929).

[12] G. Guében, On the theory of dielectrics. Phil. Mag. **11**, 405—410 (1931).

[13] A. Joffé, Über die Natur der dielektrischen Verluste. Zs. f. Phys. **48**, 288 (1928). — Untersuchungen über konzentrierte Raumladung im Kalkspat. Zs. f. Phys. **66**, 143 (1930).

[14] D. W. Kitchin, Power factor an dielectric constant of viscous dielectrics. Trans. Am. Inst. El. Eng. **48**, 495 (1929).

[15] H. Kühlewein, Dielektrische Konstante und scheinbare Leitfähigkeit fester Isolierstoffe bei Hochfrequenz. Zs. techn. Phys. **10**, 280 (1929).

[16] R. T. Lattey und O. Gatty, Determination of dielectric constant of imperfect insulators (mit Literaturliste). Phil. Mag. **7**, 985 (1929).

[17] Hector J. Mc. Leod, The variation with frequency of the powerloss in dielectrics (500—10^6 cycles). Phys. Rev. **21**, 53 (1923).

[18] E. Möller, Über die Abhängigkeit des dielektrischen Verlustwinkels und der Dielektrizitätskonstanten von der Frequenz bei Paraffin, Hexan, Xylol, Quarz, Glas, Porzellan, Hartpapieren, Preßspan und einem ionisierten Luftkondensator. Arch. f. Elektrot. **15**, 16—40 (1926).

[19] E. J. Murphy und H. J. Lowry, Complex nature of dielectric absorption and dielectric loss. Journ. Phys. Chemistry **34**, 598 (1930).

[20] R. F. Proctor und R. W. Douglas, Measurements of viscosity of glass at high temperatures by rotating cylinder viscometer. Proc. Phys. Soc. **41**, 500 (1929).

[21] K. Sinjelnikoff und A. Walther, Über die Natur der dielektrischen Verluste. Zs. f. Phys. **40**, 786 (1927).

[22] A. Smekal, Ionenleitfähigkeit fester Bleihalogenide. Zs. f. Phys. **58**, 322 (1929).

[23] A. Smekal, Elektr. Leitvermögen und Konstitution der Gläser. Glastechn. Ber. **7**, 265 (1929).

[24] Th. J. Weyers, Dielectrische Verliezen. Tijdschr. Ned. Radio Genootschaap **4**, 143 (1930).

[25] J. B. Withehead und R. H. Marvin, Anomalous conduction as cause of dielectric absorption. Trans. Am. Inst. El. Eng. **48**, 299 (1929).

[26] S. Whitehead, Dipoles in relation to the anomalous properties of dielectrics. Phil. Mag. **9**, 865 (1930).

[27] S. Whitehead, Effect of magnetic fields on dielectrics. Nature **126**. 133 (1930).

[28] G. Zickner, Über Kondensatoren und ihre Eichung. Verlag Hachmeister & Tal, Leipzig 1928.

[29] E. Zschimmer, Calculation of glass constants on the basis of recent investigations. Journ. Soc. Glass Techn. **12**, 333 (1928).

(Diese Literaturliste erhebt keinerlei Anspruch auf Vollständigkeit, auch nicht bei der neuesten Literatur.)

Abgeschlossen am 22. September 1931.